

"La double résonance dans le maser à hydrogène"

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie la thèse de Doctorat-ès-Sciences
Physiques enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro AO 3285

de

Jean-Pierre SCHERMANN

Soutenue le 18 juin 1969 à la Faculté des Sciences d'Orsay
devant le Jury :

MM. A. KASTLER

Président

P. GRIVET

M. ARDITI

Examineurs

J.M. WINTER

recouvrant en partie la thèse de Doctorat-ès-Sciences
Physiques enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro AO 3285



Nous étudions l'effet de la saturation de la résonance atomique sur le gain du maser à hydrogène ⁽²⁾ utilisé en amplificateur. Les mesures et la théorie précisent ainsi les conditions de validité de la mesure de la différence de population des deux niveaux dont la différence d'énergie correspond à la fréquence d'excitation.

Les notations sont, en général, celles des références ⁽³⁾ et ⁽⁴⁾.

1. REPRÉSENTATION DE L'EXCITATION SINUSOÏDALE. — L'excitation provient d'un générateur extérieur au maser qui délivre une onde d'amplitude constante. Elle est appliquée à la cavité résonnante par l'intermédiaire d'une boucle de couplage.

En l'absence d'atomes d'hydrogène, le champ électromagnétique Ω_1 dans la cavité est alors solution de l'équation

$$(1) \quad \ddot{\Omega}_1 + \frac{2}{T_c} \dot{\Omega}_1 + \omega_c^2 \Omega_1 = -\frac{2\omega_c}{T_c} P.$$

Le second membre est proportionnel à la valeur instantanée de la f. é. m. du générateur, et avec les notations choisies, à la résonance, en régime purement sinusoïdal, l'amplitude de Ω_1 est identique à celle de P .

2. GAIN DU MASER UTILISÉ EN AMPLIFICATEUR. — En présence d'atomes d'hydrogène, et d'une excitation imposée de l'extérieur, le champ électromagnétique dans la cavité devient solution de l'équation

$$(2) \quad \ddot{\Omega}_1 + \frac{2}{T_c} \dot{\Omega}_1 + \omega_c^2 \Omega_1 = K_1 \ddot{R}_1 - \frac{2\omega_c}{T_c} P.$$

Les équations décrivant le comportement des atomes et relatives à leur moment magnétique R_1 et à leur différence de population R_3 entre les deux niveaux observés ne sont pas modifiées par rapport à une étude précédente ⁽⁴⁾.

Nous examinons les propriétés du maser utilisé en amplificateur. Le champ électromagnétique de la cavité et le moment magnétique des atomes ont donc la même fréquence que l'excitation. Nous posons

$$P = p \sin \omega t; \quad \Omega_1 = b \cos(\omega t + \varphi); \quad R_1 = m \sin(\omega t + \psi).$$

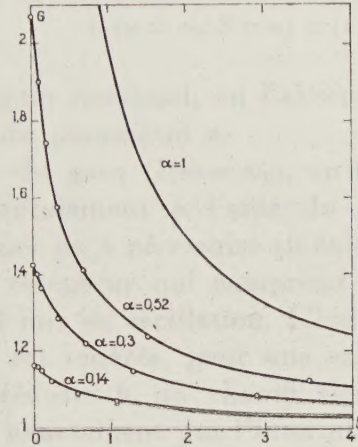
Lorsque l'amplitude de l'excitation est constante et que celle-ci est appliquée depuis un temps suffisamment long, le régime de fonctionnement est stationnaire. Les équations aux amplitudes sont alors :

$$(3) \quad \begin{cases} b = \frac{1}{2} K_1 m T_c \omega \cos(\varphi - \psi) + p \cos \varphi, \\ m = R_3 b T_2 \cos(\varphi - \psi), \\ R_3 = -bm T_1 \cos(\varphi - \psi) + R_0 \frac{T_1}{T_b} \end{cases}$$

et les équations aux phases :

$$(4) \quad \begin{cases} b(\omega_c - \omega) = \frac{1}{2} K_1 m \omega \sin(\varphi - \psi) + \frac{1}{T_c} p \sin \varphi, \\ m(\omega_0 - \omega) = R_3 b \sin(\psi - \varphi). \end{cases}$$

Nous nous limitons au cas le plus intéressant en pratique où la cavité est accordée sur la fréquence ω_0 de la transition atomique. On peut considérer qu'elle est accordée pour toutes les valeurs de ω utilisées puisque



le milieu actif est beaucoup plus sélectif que la cavité (1 Hz comparé à 30 kHz).

Dans ces conditions, nous définissons le gain en amplitude par

$$(5) \quad G = \frac{b}{p}.$$

Les quantités b et p sont égales, à une même constante près, à l'amplitude du signal prélevé dans la cavité, lorsque l'excitation est appliquée respectivement en présence ou en l'absence des atomes d'hydrogène.

Les équations (3) et (4) permettent alors d'obtenir l'expression de G :

$$(6) \quad G = \frac{1+S}{[(1+S)^2 + \alpha^2 \cos^2(\varphi - \psi) - 2\alpha(1+S) \cos^2(\varphi - \psi)]^{\frac{1}{2}}},$$

avec

$$(7) \quad \alpha = K_1 Q_c T_2 R_0 \frac{T_1}{T_b},$$

$$(8) \quad S = T_1 T_2 b^2 \cos^2(\varphi - \psi),$$

$$(9) \quad \cos^2(\varphi - \psi) = [1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2]^{-1}.$$

Le paramètre α est proportionnel à la différence de population R_0 (T_1/T_b) entre les états $[F=1, m_F=0]$ et $[F=0, m_F=0]$ régnant dans le ballon, en l'absence d'excitation. Il caractérise les conditions de fonctionnement

du maser par rapport au seuil d'oscillation. En effet, α est égal à l'unité à la limite d'accrochage.

S est le facteur de saturation de la résonance atomique.

3. SATURATION DE L'AMPLIFICATEUR. — L'étude de l'expression (6) montre que la condition de non-saturation est la plus sévère pour $\omega = \omega_0$. Le gain a alors pour expression

$$(10) \quad G(\omega = \omega_0) = \frac{1 + S}{[(1 + S)^2 + \alpha^2 - 2\alpha(1 + S)]^{\frac{1}{2}}}.$$

La condition de linéarité est, dans ce cas,

$$(11) \quad S \leq \frac{1 - \alpha}{2}.$$

Le gain maximal de l'amplificateur vaut alors

$$G(\omega = \omega_0, S = 0) = (1 - \alpha)^{-1}.$$

La mesure du gain maximal, en l'absence de saturation, permet donc la détermination du paramètre α .

La dépendance du gain $G(\omega = \omega_0)$, en fonction du paramètre S a été mesurée expérimentalement à l'aide du montage décrit dans la référence (5). La mesure de b nécessaire au calcul de $S(\omega = \omega_0)$ a été effectuée en étalonnant le récepteur qui comprend un atténuateur calibré. A cet effet, le maser est mis en oscillation. L'indication de l'appareil de lecture du signal détecté est repérée, pour une valeur donnée du gain du récepteur. La valeur réduite b_s du champ électromagnétique dans la cavité est alors mesurée exactement par l'intermédiaire d'un transitoire d'amplitude (6). La mesure de T_1 et de T_2 est classique.

Les différentes valeurs de α sont obtenues en modifiant la pression dans la source d'hydrogène atomique.

La figure montre que la variation de $G(\omega = \omega_0)$ avec S est conforme aux prévisions théoriques.

4. GÉNÉRALISATION DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS. MESURES RELATIVES DE DIFFÉRENCES DE POPULATION. — Les résultats précédents peuvent être généralisés, sans difficulté, au cas où les deux niveaux définissant la transition étudiée sont couplés aux niveaux voisins de la multiplicité $F = 1$ de l'atome d'hydrogène. Le couplage peut être produit par un champ magnétique statique inhomogène (7) ou par un champ alternatif de fréquence voisine de l'écart entre les sous-niveaux Zeeman (8). Ce dernier cas a été étudié pour la mesure de la composition du jet dans un maser à hydrogène [(9), (10), (11)].

La transition $\Delta m = 0$ est alors décomposée en un triplet (9). A chaque composante correspond une valeur de α et une condition de non-saturation



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552201_0021

donnée par la relation (11). Les valeurs de α étant, en pratique, très inférieures à l'unité, le gain maximal a alors pour expression $G \approx 1 + \alpha$ et la comparaison de l'intensité des résonances observées est particulièrement aisée.

(*) Séance du 16 juin 1969.

(1) Ce travail a constitué en partie la thèse de Doctorat d'État ès Sciences physiques enregistrée au C. N. R. S. sous le n° 3.285 et qui sera soutenue à la Faculté des Sciences d'Orsay en 1969 par J. P. Schermann.

(2) D. KLEPPNER, H. M. GOLDENBERG et N. F. RAMSEY, *Phys. Rev.*, 126, 1962, p. 603.

(3) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN et J. P. SCHERMANN, *22th Annual Symposium on Frequency Control*, Atlantic City, 1968 et C. AUDOIN, *Revue de Physique appliquée*, 2, 1967, p. 309.

(4) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN, J. P. SCHERMANN et J. VIENNET, *Comptes rendus*, 266, série B, 1968, p. 1264.

(5) C. AUDOIN, H. BENOIT, M. DESAINTEFUSCIEN, P. PIEJUS et J. P. SCHERMANN, *Comptes rendus*, 266, série B, 1968, p. 1521.

(6) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN et J. P. SCHERMANN, *Comptes rendus*, 264, série B, 1967, p. 698.

(7) J. VANIER et R. F. C. VESSOT, *Quantum Electronics Conference*, Phoenix, 1966.

(8) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN, P. PIEJUS et J. P. SCHERMANN, *I. E. E. E. Quantum Electronics* (à paraître).

(9) J. P. SCHERMANN, *Comptes rendus*, 263, série B, 1966, p. 295.

(10) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN, P. PETIT et J. P. SCHERMANN, *Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, Boulder, 1968.

(11) C. AUDOIN, M. DESAINTEFUSCIEN, P. PIEJUS et J. P. SCHERMANN, *23th Annual Symposium on Frequency Control*, Atlantic City, 1969.

(Section d'Orsay du Laboratoire de
L'Horloge atomique,
Institut d'Électronique fondamentale,
Laboratoire associé au C. N. R. S.,
Bâtiment 220,
Faculté des Sciences,
91-Orsay, Essonne.)

